

УДК 524.387-54

## ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД В ПАРЕ С ЧЕРНЫМИ ДЫРАМИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ МАСС

© 2019 г. А. В. Тутуков<sup>1\*</sup>, А. В. Федорова<sup>1\*\*</sup><sup>1</sup>Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 20.11.2018 г.; после доработки 24.01.2019 г.; принята к публикации 29.01.2019 г.

Звезды, близкие к сверхмассивным черным дырам промежуточных масс (ЧДПМ), могут в определенных условиях образовывать с ними тесные двойные системы, в которых возможны заполнение звездой полости Роша и интенсивная аккреция вещества звезды на ЧДПМ. В последнее время именно аккрецирующие ЧДПМ связываются с гиперъяркими источниками рентгеновского излучения (HLX), рентгеновские светимости которых могут превосходить  $10^{41}$  эрг/с. В данной работе исследуется эволюция двойных систем звезда-ЧДПМ в предположении, что ЧДПМ аккрецирует главным образом вещество звезды-спутника, и что наличие газа в окрестности ЧДПМ не оказывает заметного влияния на изменение орбиты этой звезды. В расчетах учитывались все процессы, определяющие эволюцию обычных двойных систем, а также облучение звезды потоком жесткого излучения, возникающим при аккреции ее вещества на ЧДПМ. Поглощение внешнего потока излучения в оболочке звезды рассчитывалось с помощью того же формализма, который используется при вычислении непрозрачности звездного вещества. Также в расчетах предполагалось, что если характерное время обмена массой меньше теплового времени звезды, то обмен между орбитальным угловым моментом системы и угловым моментом перетекающего на ЧДПМ вещества не имеет места.

Численное моделирование показало, что в рамках принятых предположений возможны три типа эволюции такой двойной системы в зависимости от масс ЧДПМ и звезды, а также от начального расстояния звезды от ЧДПМ. Первый тип заканчивается разрушением звезды. Для маломассивных звезд ГП осуществляется только этот вариант, даже при больших начальных расстояниях от ЧДПМ. Для массивных звезд ГП разрушение также имеет место, если масса ЧДПМ велика, а начальное расстояние звезды от ЧДПМ достаточно мало.

Второй тип эволюции может осуществляться для массивных звезд ГП, которые в начальный момент располагаются дальше от ЧДПМ, чем при первом типе эволюции. В этом случае массивная звезда в ходе эволюционного расширения заполняет свою полость Роша, после чего наступает этап интенсивного обмена веществом. Именно на этой фазе эволюции система звезда-ЧДПМ может проявлять себя, как HLX, когда ее рентгеновская светимость  $L_X$  в течение достаточно длительного времени превышает  $10^{41}$  эрг/с. Численное моделирование показывает, что для этого начальная масса звезды-донора в системах с  $M_{ВН} = (10^3 - 10^5) M_{\odot}$  должна быть близка к  $\sim 10 M_{\odot}$ . Характерная длительность стадии HLX составляет 30–70 тысяч лет. Для меньших начальных масс звезды, близких к  $\sim 5 M_{\odot}$ ,  $L_X$  на стадии интенсивного обмена не достигает  $10^{41}$  эрг/с, но может превышать  $10^{40}$  эрг/с. Длительность соответствующей стадии эволюции составляет 300–800 тысяч лет. Характерное свойство эволюции второго типа — увеличение орбитального периода системы со временем. В результате после периода интенсивной потери вещества звезда “уходит” под полость Роша. Остаток звезды в виде белого карлика сохранится и может оказаться в итоге на достаточно большом расстоянии от ЧДПМ.

Третий тип эволюции может осуществляться для массивных звезд ГП, находящихся в начальный момент еще дальше от ЧДПМ, чем при втором типе, а также для проэволюционировавших к начальному моменту массивных звезд. В этом случае консервативный обмен массой при интенсивном звездном ветре приводит к тому, что звезда удаляется от ЧДПМ, вообще не заполняя свою полость Роша. Для массивных звезд с достаточно сильным звездным ветром (например, для звезд с массами  $\sim 50 M_{\odot}$ ) темп аккреции вещества на ЧДПМ и в этом случае может достигать значений, характерных для HLX. Как и для второго типа эволюции, остаток звезды может сохраниться на достаточно большом расстоянии от ЧДПМ.

DOI: 10.1134/S0004629919060057

\*E-mail: atutukov@inasan.rssi.ru

\*\*E-mail: afed@inasan.ru

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время установлено, что в ядрах всех ярких галактик находятся сверхмассивные черные дыры (СМЧД), массы которых составляют  $\sim(10^4-10^{10}) M_{\odot}$ , а светимости доходят до  $10^{14} L_{\odot}$  [1–4]. В ядрах шаровых звездных скоплений и в ядрах карликовых галактик могут располагаться ЧД промежуточных масс (ЧДПМ) с массами  $(10^3-10^5) M_{\odot}$  [5, 7]. В дальнейшем мы будем обсуждать в основном ЧДПМ, поскольку именно они являются предметом исследования в настоящей работе.

Существование ЧДПМ в ядрах шаровых скоплений может быть установлено, в частности, по динамике околоядерных звезд [8]. Из рассмотрения динамики центральных звезд двух шаровых скоплений следует возможность существования в них центральных ЧД с массами  $(10^2-10^4) M_{\odot}$  [8, 9]. С другой стороны, если такие ЧД эффективно аккрецируют вещество, то они будут источниками мощного рентгеновского излучения. Это вещество может поступать от близкой звезды-донора, образующей с ЧДПМ тесную двойную систему (ТДС). Не исключена также аккреция черной дырой вещества из окружающего ее газо-пылевого облака. Рентгеновская светимость ЧДПМ  $L_X$  может при мягком (0.05–0.3 Кэв) спектре излучения превышать  $10^{40}$  эрг/с. В начале 2000-х гг. наблюдения в рентгене обнаружили шесть ЧДПМ с массами  $(700-2700) M_{\odot}$  в ядрах шаровых скоплений близких галактик [10]. Согласно оценкам, скорость аккреции вещества ярчайшими из них достигает  $10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$  [10, 11].

В последнее время именно аккрецирующие ЧДПМ связываются с гиперъяркими источниками рентгеновского излучения HLX (hyperluminous X-ray sources) [12]. Рентгеновские светимости HLX могут превосходить  $10^{41}$  эрг/с. Выполненный в работе [12] поиск в каталогах 3XMM-DR5, SDSS DR12 информации о ярких рентгеновских источниках на периферии галактик с большими красными смещениями и известными расстояниями, выявил по крайней мере 16 возможных кандидатов в HLX. На этом основании в [12] сделан вывод о существовании популяции гиперъярких рентгеновских источников со светимостью свыше  $10^{41}$  эрг/с. Предполагается, что HLX — это ЧД промежуточных масс, аккрецирующие на эддингтоновском пределе (либо ниже этого предела) [12].

Кроме того, в работе [12] в результате специального анализа данных для больших обзоров неба создана выборка из 305 кандидатов в ЧДПМ с массами от  $3 \times 10^4 M_{\odot}$  до  $2 \times 10^5 M_{\odot}$ , расположенных

в центрах галактик и активно аккрецирующих газ. При этом в своих оптических спектрах они демонстрируют характерные наблюдательные особенности активных ядер галактик. Используя архивные и целевые наблюдения на обсерваториях Chandra и XMM-Newton, авторы работы [12] обнаружили рентгеновское излучение от аккреционных дисков вокруг черных дыр, и таким образом подтвердили природу 10 объектов (включая 5 объектов, известных ранее), построив тем самым первую надежную однородную выборку ЧДПМ.

Происхождение ЧДПМ объясняется различными причинами. Одна из гипотез связывает их с очень массивными ЧД звездных масс. На ранних стадиях эволюции галактик, при малых  $z$ , массы звезд могут достигать  $(100-1000) M_{\odot}$  [13]. Соответственно из них формируются ЧД с массами, достигающими  $(100-200) M_{\odot}$ . В дальнейшем их масса может увеличиваться за счет аккреции вещества. По оценкам в гало нашей Галактики может быть около 100 таких рано сформировавшихся ЧД [14]. Согласно второй гипотезе [15], ЧДПМ могут быть продуктами слияния звездных ЧД, которые в результате приливного торможения в звездном поле плотных шаровых скоплений (либо карликовых галактик) концентрируются к центральным областям этих звездных систем. Третья гипотеза [16] предполагает, что СМЧД и ЧДПМ являются изначальными (primordial) объектами, формирующимися на ранних стадиях эволюции Вселенной.

Представляет большой интерес и активно исследуется проблема эволюции звезд вблизи СМЧД и ЧДПМ. Такие черные дыры могут либо разрушать близкие звезды, либо образовывать с ними тесные двойные системы. Именно вторая возможность наиболее актуальна для объяснения наблюдаемых свойств HLX. Образование рассматриваемых ТДС возможно по крайней мере двумя способами. Первый из них связан с тем, что процессы, происходящие в центральных звездных скоплениях, окружающих СМЧД, могут привести к появлению в самой близкой окрестности черной дыры звезд с достаточно малым угловым моментом [17, 18]. В дальнейшем под влиянием приливного воздействия СМЧД на звезду, а также излучения гравитационных волн (ИГВ) при движении звезды по орбите, в принципе возможно образование тесной пары звезда-СМЧД. В частности, детальные исследования частоты формирования ТДС, состоящих из СМЧД с массами  $(10^3-10^6) M_{\odot}$  и белого карлика [17, 18], показывают, что образование таких систем в результате приливного воздействия СМЧД на близкие компактные звезды является вполне возможным. Однако, согласно результатам этих исследований, темп образования

тесных двойных систем белый карлик-СМЧД на несколько порядков меньше, чем темп приливного разрушения звезд, движущихся вблизи СМЧД по параболическим орбитам. Такое разрушение, согласно оценкам (см., напр., [19, 20]), происходит, если звезда, движущаяся по параболической орбите, подходит к СМЧД на критическое расстояние, меньшее  $R(M_{\text{ВН}}/M)^{1/3}$ , где  $R$  и  $M$  — радиус и масса звезды, а  $M_{\text{ВН}}$  — масса СМЧД.

Вторая возможность образования рассматриваемых ТДС связана с приближениями к СМЧД тесных двойных звезд. При этом один из компонентов двойной звезды, обычно более массивный, становится спутником СМЧД, а второй компонент улетает с большой скоростью, “унося” энергию связи вновь образованной тесной двойной системы. Подобные столкновения изучались в целом ряде работ (см., напр., [21]). Однако необходимо отметить, что если орбита звезды в образовавшейся двойной системе звезда-СМЧД будет иметь малые размеры и большой эксцентриситет, то в периастре орбиты возможно разрушение звезды приливными силами СМЧД, как и в случае близкого прохождения звезды около СМЧД по параболической орбите. В итоге эволюция двойной системы закончится практически сразу после ее формирования. Однако нельзя исключать захвата звезды на орбиту с малым эксцентриситетом либо постепенной циркуляризации орбиты при уменьшении ее размеров. Именно такими случаями ограничивается исследование, выполненное в настоящей работе. В итоге на качественном уровне можно сделать вывод, что формирование рассматриваемых в данной работе ТДС возможно, но число таких систем, вероятно, не слишком велико.

Эволюция тесных двойных систем звезда-СМЧД уже исследовалась нами в предыдущих работах [22–24], однако главным образом для очень массивных СМЧД с массами  $(10^6 - 10^8) M_{\odot}$ . Для ЧДПМ исследовалось только одно значение массы  $10^3 M_{\odot}$  и ограниченный интервал масс звезды-донора (расчеты делались только для 1 и  $10 M_{\odot}$ ). В настоящей работе мы более детально исследуем эволюцию двойных систем звезда-ЧДПМ с ориентацией на объяснение наблюдаемых свойств гиперярких источников рентгеновского излучения.

В работах других авторов также интенсивно исследовалась эволюция двойных систем звезда-ЧДПМ. Наиболее детальные исследования для ЧДПМ с массой  $10^3 M_{\odot}$  и звезд с массами  $(5 - 50) M_{\odot}$  выполнены в работе [25]. Однако эти исследования могут быть дополнены, поскольку они ограничивались исследованием стадии эволюции, начинающейся с заполнения полости Роша звездами главной последовательности (ГП). Но

представляет интерес также случай (возможно, типичный), когда в начальный момент звезда еще не заполняет полость Роша. При этом начальная разделенная стадия, на которой ЧДПМ аккрецирует звездный ветер звезды-спутника, имеет большое значение и во многом определяет дальнейшую эволюцию системы. К тому же в расчетах [25] не учитывалось облучение звезды жестким излучением, возникающим при аккреции на ЧДПМ, которое может иметь значение в целом ряде случаев. Представляет интерес также зависимость длительности стадии устойчивого обмена веществом от массы ЧДПМ и стадии эволюции заполняющей полости Роша звезды, а также нижний предел масс звезд, способных обеспечить при обмене массой рентгеновскую светимость уровня NLX. Именно такие вопросы рассматриваются в данной работе на основе численного моделирования.

Следует отметить, что результаты подобных расчетов носят оценочный характер ввиду наличия в рассматриваемой проблеме ряда неопределенностей. Одна из них — возможное наличие газа в области, окружающей ЧДПМ. Это обстоятельство может повлиять на реальное движение звезды, на потерю ею углового момента, на скорость приближения к ЧДПМ и на степень облучения звезды жестким излучением. В наших расчетах предполагается, что двойная система звезда-ЧДПМ существует в течение достаточно продолжительного времени, а орбита звезды близка к круговой. Наличие газа в области движения звезды действительно может способствовать циркуляризации ее орбиты, однако оно же может сократить время существования рассматриваемой двойной системы за счет торможения движения звезды. Однако, как показано в [23], в этом случае возникает и противоположный эффект: наличие дополнительной аккреции на ЧДПМ значительно увеличивает степень облучения звезды-донора. В результате усиливается ее звездный ветер, что приводит к дополнительному “отталкиванию” звезды от ЧДПМ. Возможно, этот эффект в какой-то степени может компенсировать влияние торможения звезды в газе, окружающем ЧДПМ. Еще одна неопределенность связана с описанием звездного ветра звезды-донора, который играет важную роль в данном исследовании. Используемая нами формула для скорости потери вещества звездным ветром, приведенная ниже, в реальности не является универсальной для всех стадий звездной эволюции, и лишь приближенно описывает темп потери массы на некоторых стадиях.

В итоге представленные в данной работе расчеты эволюции двойной системы звезда-ЧДПМ можно рассматривать лишь как приближенное описание взаимодействия ЧДПМ со звездами-спутниками. Поэтому в этой работе мы не ставим

**Таблица 1.** Параметры гиперъярких рентгеновских источников

№	Источник	$M_{\text{BH}}, M_{\odot}$	$L_X, \text{эрг/с}$	$R, \text{Мпк}$	$P_{\text{orb}}, \text{год}$	Ссылки
1	HLX-1	$10^4 - 10^5$ $7 \times 10^4$	$10^{41} - 10^{42}$	95	1	[12] [26]
2	M82 X-1	$\sim 420$	$5 \times 10^{40}$	—	—	[27, 28]
3	ХММ 1226+12	$3.1 \times 10^4$	$4 \times 10^{42}$	754	—	[12]
4	ХММ 0838+24	$2.1 \times 10^3$	$2.7 \times 10^{41}$	128	—	[12]
5	2ХММ J011942.7+032421	—	$10^{41}$	33.5	—	[29, 30]

Примечание.  $M_{\text{BH}}$  — масса ЧДПМ,  $L_X$  — рентгеновская светимость источника,  $R$  — расстояние до источника,  $P_{\text{orb}}$  — возможный орбитальный период системы звезда-ЧДПМ.

задачу определения точных граничных значений рассматриваемых параметров для разных типов эволюции системы.

В разделе 2 настоящей статьи рассматриваются параметры наиболее известных гиперъярких источников рентгеновского излучения, а также кратко обсуждаются свойства имеющих менее мощное излучение ультраярких источников ULX (ultraluminous X-ray sources). В разделе 3 кратко описывается метод расчета моделей звезд, облучаемых жестким излучением, возникающим при аккреции вещества на ЧДПМ, излагается метод расчета эволюции двойной системы звезда-ЧДПМ и обсуждаются основные отличия такой системы от обычных двойных звезд с компактными аккреторами. В разделе 4 изложены результаты численного моделирования эволюции двойных систем звезда-ЧДПМ.

## 2. ПАРАМЕТРЫ НАИБОЛЕЕ ИЗВЕСТНЫХ ГИПЕРЪЯРКИХ ИСТОЧНИКОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Параметры нескольких наиболее известных HLX представлены в табл. 1. Первым известным кандидатом в HLX является наиболее яркий источник HLX-1 (полное название ESO 243–49 HLX-1), который интенсивно исследуется уже несколько лет (см., напр., [13, 31, 32]). Он связан с массивной спиральной галактикой ESO 243–49, однако не находится в ее ядре [33]. Возможно, HLX-1 находится в ядре карликовой галактики, потерявшей часть звезд при столкновении с этой массивной галактикой [29]. Высказывалось также предположение, что он находится в массивном шаровом скоплении, расположенном в спиральной галактике [34]. Мы приводим здесь две различные оценки для массы этого источника. Они получены на основе детального изучения спектра его рентгеновского излучения и сравнения наблюдаемых свойств HLX-1 со свойствами других наблюдаемых HLX и ULX. Для HLX-1 характерны

регулярные вспышки с быстрым подъемом  $L_X$  и с последующим экспоненциальным падением, при этом интервал между вспышками порядка года [29]. Во время вспышки  $L_X$  может возрастать в  $\sim 2.5$  раза [34]. Эти наблюдательные данные позволяют предположить, что у ЧДПМ имеется спутник — звезда с эксцентрической орбитой с периодом около 1 года [35].

С помощью численного моделирования было исследовано две гипотезы: в первой [36] предполагалось, что звезда — это почти потерявший оболочку гигант, не заполняющий полость Роша, при этом ЧДПМ аккрецирует вещество его звездного ветра. Во второй [33] предполагалось, что в периферии звезда заполняет полость Роша. Однако авторы этих работ делают вывод, что пока расчеты не воспроизводят все наблюдаемые особенности вспышек. Высказываются и другие предположения относительно природы вспышек HLX-1. В недавнем исследовании [37] предполагается, что орбитальный период звезды-донора составляет около 10 дней, а вспышки обусловлены колебаниями темпа аккреции вследствие неустойчивостей в диске.

Второй известный источник M82 X-1 является самым ярким рентгеновским источником в галактике M82 [27]. При этом масса его ЧД сравнительно невелика. Приведенная в табл. 1 оценка этой массы сделана на основе исследований характерных для черных дыр высокочастотных квазипериодических осцилляций в спектре мощности рентгеновского излучения этого источника, и сравнения их с параметрами соответствующих осцилляций для ЧД звездных масс [27, 28]. Такие осцилляции обусловлены релятивистскими эффектами, и их частота тем меньше, чем больше масса ЧД [27]. При полученном значении массы черной дыры для M82 X-1 ее рентгеновская светимость, согласно оценкам, составляет примерно 0.8 эддингтоновской [27].

Рентгеновское излучение M82 X-1 демонстрирует периодические изменения с периодом

62 дня [27]. Однако, согласно результатам недавних исследований, эта периодичность может быть обусловлена не орбитальным периодом близкой звезды-донора, а прецессией аккреционного диска [27].

Оценки масс черных дыр для источников ХММ 1226+12 и ХММ 0838+24 основаны на предположении, что аккреция вещества на эти ЧДПМ осуществляется на эддингтоновском пределе [12].

Имеется еще ряд кандидатов в HLX [29], например, источники n40 с  $L_X \sim 10^{41}$  эрг/с и СХО J122518.6+144545 с  $L_X \sim 2.7 \times 10^{41}$  эрг/с, однако полной уверенности в их принадлежности к HLX еще нет [29].

Кратко обсудим отношение HLX к источникам с меньшей рентгеновской светимостью. Гиперъяркие рентгеновские источники часто рассматриваются как наиболее яркий подкласс более широкого класса — ультраярких рентгеновских источников ULX, которые активно исследуются в последние десятилетия (см., напр., [25, 38, 39]). ULX имеют рентгеновские светимости, превышающие эддингтоновскую светимость для ЧД с массой  $10 M_\odot$ , то есть  $\sim 1.5 \times 10^{39}$  эрг/с, но для большинства из них  $L_X$  не превосходит  $\sim 10^{40} - 10^{41}$  эрг/с. В настоящее время считается наиболее вероятным, что такие ULX представляют собой тесные двойные системы, в которых нейтронная звезда или ЧД звездной массы аккрецирует вещество обычной звезды-донора, причем темп этой аккреции существенно выше эддингтоновского (коэффициент превышения может достигать 100) [25, 39].

В работе [25] дан краткий обзор некоторых гипотез, объясняющих возможность сверхэддингтоновской аккреции на компактные объекты. Кратко перечислим эти гипотезы (см. соответствующие ссылки в [25]). Две из них предполагают, что наблюдаемое рентгеновское излучение не является изотропным и концентрируется в “пучок” в направлении наблюдателя под влиянием либо массивного, оптически толстого аккреционного диска, либо в связи с наличием джетов. Третья гипотеза предполагает наличие в аккреционном диске неустойчивостей типа “фотонных пузырей”, что может дать изотропное излучение, превышающее эддингтоновский предел приблизительно в 10 раз. Четвертая гипотеза предполагает, что горячая, оптически тонкая корона вместе с геометрически тонким, но оптически толстым аккреционным диском может обеспечить сверхэддингтоновскую аккрецию. Согласно еще одной гипотезе, тонкий аккреционный диск может обеспечить изотропное излучение, превышающее эддингтоновский предел почти в 10 раз. Детальные расчеты эволюции двойных систем, состоящих из ЧД звездных масс и массивных звезд, показали, что если допустить превышение темпа

аккреции над эддингтоновским в 10–30 раз, то можно объяснить свойства большинства наблюдаемых ULX. Кроме того, в работе [38] показано, что при большой массе звезды-донора (более  $30 M_\odot$ ) в ряде случаев можно, избежав образования общей оболочки, получить  $L_X \sim 10^{41}$  эрг/с и при аккреции на ЧД звездной массы.

К классу ULX “примыкает” класс источников рентгеновского излучения с меньшими  $L_X$ , лежащими в интервале  $10^{36} - 10^{39}$  эрг/с [25]. Существенно, что функция светимости для источников с  $L_X$  от  $10^{36}$  до  $10^{40}$  эрг/с (то есть для обоих этих классов) представляет собой простую степенную зависимость и имеет непрерывный характер [40]. Это аргумент в пользу того, что все эти источники могут представлять собой единый класс тесных двойных систем, аккреторами в которых являются нейтронные звезды и ЧД звездных масс.

Таким образом, HLX могут принципиально отличаться от ULX тем, что аккреторами в HLX являются ЧДПМ с массами  $10^2 - 10^5 M_\odot$ . При этом вероятно, что темп аккреции для HLX не превышает существенно эддингтоновского предела.

### 3. МЕТОД РАСЧЕТА МОДЕЛЕЙ ОБЛУЧАЕМЫХ ЗВЕЗД И РАСЧЕТ ЭВОЛЮЦИИ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ ЗВЕЗДА-ЧДПМ

В наших предыдущих работах [22–25] детально описаны метод расчета моделей звезд, облучаемых жестким излучением, возникающим при аккреции, а также особенности используемого метода расчета эволюции двойной системы звезда-ЧДПМ и ее характерные отличия от эволюции тесной двойной системы с компактным аккретором звездной массы. Поэтому в данной статье мы ограничимся более кратким описанием.

При расчете модели облучаемой звезды мы использовали спектр жесткого излучения, данный в работе [41] для интервала значений энергии  $E \sim 0.4 - 20$  кэВ:

$$I \sim E^{-\alpha} \exp(-E/E_{cut}), \quad (1)$$

где  $\alpha = 0.5$ ,  $E_{cut} = 10$  кэВ. Такой спектр типичен для массивных рентгеновских тесных двойных систем [41, 42]. При численном моделировании эволюции звезд, подвергающихся облучению жестким излучением, мы рассчитывали поглощение падающего на звезду излучения во внешних слоях оболочки звезды в рамках сферически-симметричного приближения, предполагающего усреднение воздействия этого излучения по всей поверхности звезды. Необходимо отметить, что использование этого приближения не является полностью оправданным. В реальности приливное взаимодействие

звезды и ЧДПМ может привести к синхронизации вращения звезды. При относительно малых расстояниях от звезды до ЧДПМ временная шкала синхронизации за счет лучистого торможения может быть короче, чем характерные времена рассматриваемых в данной работе процессов. При наличии синхронизации облучению будет подвергаться только одна полусфера звезды, обращенная к черной дыре.

Оценим качественно, как влияет использование сферически-симметричного приближения на расчет темпа потери массы звездой  $\dot{M}$ . Самое существенное влияние облучение оказывает на звезды, заполнившие полость Роша и находящиеся достаточно близко к ЧДПМ. На этой фазе эволюции темп потери массы через точку  $L_1$  вычисляется нами на основе расчета структуры оболочки звезды. Если в реальности падающее в область точки  $L_1$  количество жесткого излучения будет больше, чем предполагается при использовании сферически-симметричного приближения, то оболочка в этой области будет сильнее нагрета и расширена. В результате реальное  $\dot{M}$ , вероятно, будет выше, чем полученное в настоящих расчетах. Таким образом, использование сферически-симметричного приближения может привести к недооценке  $\dot{M}$  на некоторых фазах эволюции системы. Данный вопрос требует отдельного, более детального исследования.

Поглощение жесткого излучения веществом оболочки звезды рассчитывалось с помощью того же формализма, который используется при вычислении непрозрачности звездного вещества. При этом использовалась процедура, примененная в работе Вилху, Эргмы и Федоровой [43] для исследования облучения звезды-донора в двойной системе жестким излучением, возникающим при аккреции ее вещества на компактный спутник звездной массы.

В качестве одного из граничных условий расчета оболочки принимается, что светимость звезды равна сумме поглощенной в единицу времени энергии внешнего облучения и собственной “внутренней” светимости, обусловленной выделением энергии в ядерных реакциях в недрах звезды и освобождением тепловой энергии в ходе звездной эволюции. Отметим, что в реальности часть потока от ЧДПМ может быть отражена оболочкой звезды и будет иметь ту же температуру, что и внешнее излучение.

Поскольку в нашем исследовании используется программа расчета квазистационарной звездной эволюции, то исследуемый интервал значений падающего на звезду в единицу времени количества энергии ограничен сверху следующим условием: этот поток не должен превышать текущей эддингтоновской светимости звезды. Тем самым при

возрастании потока внешнего облучения до этого предела расчет прекращается ввиду появления в структуре звезды изменений, приводящих к динамической неустойчивости ее внешних слоев.

Так же, как в работах [23, 24], мы принимали коэффициент эффективности аккреции на черную дыру  $\eta$  равным 0.1. В расчетах предполагалось, что скорость аккреции на ЧДПМ ограничена эддингтоновским пределом. Отметим, однако, что это предположение не является полностью обоснованным, поскольку, как отмечено выше, сверхэддингтоновская аккреция считается вполне вероятной, например, для ULX.

В данном исследовании, как и в работах [23, 24], предполагается, что эволюция тесной двойной системы звезда-СМЧД управляется теми же основными процессами, которые определяют эволюцию тесных двойных звезд: обмен массой между компонентами системы при потере вещества донором за счет звездного ветра либо через точку  $L_1$  (в случае заполнения полости Роша), потеря углового момента системой вследствие излучения гравитационных волн, а также посредством магнитного звездного ветра (МЗВ) донора (если он имеет достаточно массивную конвективную оболочку).

Для скорости потери вещества звездой за счет звездного ветра мы использовали так называемый “радиативный” закон потери массы. Этот закон предполагает, что основным механизмом потери вещества одиночными массивными звездами является давление излучения звезды на вещество ее атмосферы, и при этом импульс уходящего от звезды вещества близок (как подтверждает анализ наблюдаемых скоростей потери массы) к импульсу излучения звезды:  $L/c = \dot{M}_w v_w$ , где  $L$  — светимость звезды,  $\dot{M}_w$  — скорость потери массы звездой,  $c$  — скорость света,  $v_w$  — скорость вещества звездного ветра. Результирующая формула для скорости потери массы имеет вид:

$$\dot{M}_w = -3.28 \times 10^{-11} \beta L (R/M)^{1/2} M_\odot/\text{год}, \quad (2)$$

где масса  $M$ , радиус  $R$  и светимость звезды  $L$  выражены в солнечных единицах. Коэффициент  $\beta$  — величина порядка единицы, равная отношению импульса, уносимого веществом ветра, к импульсу, уносимому излучением звезды. Отметим, что  $L$  в этой формуле — полная светимость звезды с учетом облучения. Для маломассивных звезд такой закон можно рассматривать как верхний предел для их реального звездного ветра, и его использование оправдано тем, что если даже при завышенном звездном ветре звезда не может избежать разрушения, то она тем более разрушится при более слабом ветре.

В расчетах учитывалось, что двойная система звезда-СМЧД имеет ряд отличий от обычных

двойных систем с компактным аккректором (черной дырой звездной массы либо нейтронной звездой). Рассмотрим основные из них.

1. В отличие от обычных двойных звезд, в системе звезда-СМЧД для наиболее массивных СМЧД заполнение близкой звездой своей полости Роша невозможно ввиду увеличения гравитационного радиуса ЧД с ростом ее массы. Однако для данной работы, в которой рассматриваются менее массивные ЧД, это обстоятельство не влияет на выбор вариантов расчета.

2. Следующее отличие связано с характером обмена массой в двойной системе при высоких скоростях потери вещества донором. При исследовании эволюции двойных звезд обычно используется стандартное предположение о прямом обмене между орбитальным угловым моментом системы и угловым моментом переходящего со звезды на звезду вещества. Тем не менее в вопросе о возможности прямого обмена угловым моментом нет полной ясности. Характерное время предполагаемого прямого обмена между орбитальным угловым моментом и моментом перетекающего вещества может быть достаточно большим, так что этот обмен, вероятно, не успевает осуществиться на фазах быстрой эволюции системы. В настоящем исследовании, как и в работах [23, 24], мы предполагали, что рассматриваемый прямой обмен угловым моментом имеет место только на тех фазах эволюции системы, когда шкала времени обмена массой больше характерного теплого времени донора (шкала Кельвина-Гельмгольца), определяемого формулой:

$$\tau_{\text{KH}} = 3 \times 10^7 M^2 / RL \text{ лет}, \quad (3)$$

где  $M$ ,  $R$  и  $L$  выражены в солнечных единицах. Если обмен массой протекает в более короткой шкале времени, то предполагалось, что прямой обмен угловым моментом отсутствует, и аккреция не меняет большую полуось орбиты. В результате при быстром обмене веществом исчезает фактор, действующий в направлении увеличения расстояния между звездой и СМЧД. Это приводит к заметному ускорению потери вещества донором на определенных фазах эволюции системы.

3. Еще одно отличие существенно для разделенной стадии эволюции рассматриваемых систем, на которой звезда-донор теряет массу только посредством звездного ветра. Для систем с СМЧД обмен веществом на этой стадии может гораздо сильнее влиять на изменение большой полуоси орбиты. В обычной разделенной двойной системе с компактным аккректором звездной массы только малая часть вещества звездного ветра донора захватывается аккректором, а остальное вещество уходит из системы, унося удельный момент донора.

Результирующее влияние этого процесса на изменение полуоси орбиты  $A$  описывается классическим джинсовским инвариантом:  $A(M_1 + M_2) = \text{const}$ , что при массивном аккректоре означает незначительное увеличение  $A$  со временем. Однако в разделенной системе звезда-СМЧД сверхмассивный аккректор может захватывать практически все вещество, потерянное донором. В этом случае процесс обмена массой на разделенной стадии становится консервативным, и его влияние описывается другим инвариантом:  $AM_1^2M_2^2 = \text{const}$ . При  $M_1 \gg M_2$  это означает быстрое увеличение  $A$  за счет обмена, поскольку  $A \sim 1/M_2^2$ . В итоге для массивных звезд с интенсивным звездным ветром, усиленным облучением, процесс увеличения полуоси орбиты сможет конкурировать с процессом ее уменьшения за счет излучения системой гравитационных волн.

Однако в ряде случаев менее массивные ЧДПМ могут аккрецировать только часть вещества звездного ветра, что учитывалось в настоящих расчетах. Доля аккрецируемого черной дырой вещества  $B$  при использовании стандартной формулы Бонди-Хойла и для заданного значения  $D$  (отношения радиуса звезды к среднему радиусу полости Роша) оценивается выражением:  $B = 0.053 (v_p/v_w)^4 D^2 (M_{\text{ВН}}/M)^{4/3}$ , где  $v_w$  — скорость вещества звездного ветра,  $v_p$  — параболическая скорость на поверхности донора. В итоге  $B$  может быть меньше единицы для массивных звезд и сравнительно маломассивных ЧДПМ даже при сравнительно больших  $D$ . Для звезд меньших масс это имеет место при малых  $D$ . При  $B < 1$  на стадиях увеличения полуоси орбиты  $A$  она увеличивается со временем медленнее, чем в случае аккреции на ЧДПМ всего вещества звезды, поскольку в этом случае изменение  $A$  за счет обмена веществом соответствует промежуточной закономерности между двумя инвариантами, приведенными выше.

4. В отличие от обычной двойной звезды, в системе звезда-СМЧД значительно увеличено расстояние между заполняющим свою полость Роша донором и аккректором. В обычной ТДС расстояние между центрами масс звезд сравнимо с удвоенным радиусом донора. Но поскольку масса СМЧД очень велика, то донор в системе звезда-СМЧД будет находиться на значительно большем расстоянии от аккректора. Заметим, однако, что орбитальный период системы с СМЧД практически таков же, как для обычной двойной звезды, поскольку в случае заполнения донором полости Роша этот период зависит только от радиуса и массы донора.

Увеличение расстояния от донора до аккректора при увеличении массы последнего имеет следствием, в частности, уменьшение степени облучения звезды жестким излучением, возникающим

при аккреции. Таким образом, при одной и той же скорости потери массы донором степень его облучения энергией, выделяющейся при аккреции, будет тем меньше, чем массивней СМЧД. В итоге роль облучения донора в системе звезда-СМЧД на фазах эволюции со сравнительно небольшим темпом обмена массой может оказаться меньшей, чем в системах, аккретором которых является нейтронная звезда или ЧД звездной массы.

С другой стороны, существует фактор, который может значительно усилить облучение донора при больших скоростях аккреции вещества на СМЧД. Эддингтоновский предел для темпа аккреции на ЧД приблизительно равен  $\dot{M}_{\text{Edd}} \approx 10^{-8} M_{\text{ВН}} M_{\odot}/\text{год}$  [44], и для СМЧД он на несколько порядков больше, чем для ЧД звездной массы. Следовательно, даже при очень больших темпах потери массы донором его вещество будет с той же скоростью аккрецироваться черной дырой, что, в свою очередь, приведет к сильному облучению донора.

5. Еще одно существенное отличие системы звезда-СМЧД от обычной двойной звезды связано с усилением роли излучения гравитационных волн (ИГВ) в эволюции системы. Характерное время уменьшения большой полуоси системы под действием ИГВ в общем случае дается формулой [45]:

$$\tau_{\text{GWR}} = 6 \times 10^8 A^4 / (M_{\text{ВН}} M (M_{\text{ВН}} + M)) \text{ лет.} \quad (4)$$

Здесь массы компонентов и полуось орбиты выражены в солнечных единицах. Для рассматриваемых двойных систем в случае заполнения донором полости Роша эта формула принимает вид:

$$\tau_{\text{GWR}} = 1.3 \times 10^{10} R^4 M_{\text{ВН}}^{-2/3} M^{-7/3} \text{ лет.} \quad (5)$$

Если принять, что донор имеет параметры Солнца и заполняет полость Роша, то для обычной двойной звезды с аккретором солнечной массы  $\tau_{\text{GWR}}$  составит приблизительно  $10^{10}$  лет, но для аккреторов с массой  $10^3$  и  $10^6 M_{\odot}$  это характерное время будет близко к  $10^8$  и  $10^6$  лет соответственно. Таким образом, несмотря на большие расстояния между звездой и СМЧД, роль гравитационного излучения в эволюции рассматриваемых систем может быть определяющей. Это обстоятельство должно, в частности, приводить к высоким скоростям потери вещества донором и большим темпам аккреции этого вещества на СМЧД.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Мы рассчитали эволюцию ТДС, состоящих из ЧДПМ с массами  $10^3$  и  $10^5 M_{\odot}$  и звезд с начальными массами  $1-50 M_{\odot}$ . Целью исследования,

в частности, было изучение отличий “поведения” массивных и маломассивных звезд как спутников ЧДПМ, а также выяснение, для каких масс звезды-донора и на каких стадиях ее эволюции возможен достаточно интенсивный и длительный обмен массой, способный обеспечить наблюдаемую рентгеновскую светимость уровня HLX. При этом мы рассматриваем главным образом эволюцию звезды на стадиях горения водорода в ее ядре и оболочке, а также на стадии горения гелия в ядре.

Как отмечено выше, ввиду наличия в эволюции рассматриваемых систем ряда неопределенностей мы не ставим здесь задачу определения точных граничных значений масс звезд для различных ситуаций, а предполагаем продемонстрировать возможные основные характеристики эволюции систем звезда-ЧДПМ в рамках принятых предположений. Отметим, что при описании результатов расчетов мы условно используем термин ULX для обозначения систем, для которых полученная в расчетах  $L_X$  находится в интервале  $10^{40}-10^{41}$  эрг/с, хотя, как отмечено выше, большинство наблюдаемых ULX может быть не связано с ЧДПМ. Но заметим, что все-таки нельзя полностью исключить связь части ULX с ЧДПМ.

В расчетах предполагалось, что в определенный начальный момент исследуемая звезда оказывается в близкой окрестности ЧДПМ и образует с ней тесную двойную систему. При расчете эволюции системы считалось, что ЧДПМ аккрецирует главным образом вещество данной звезды. В большинстве случаев предполагалось, что звезда в момент формирования двойной системы находится на ГП. Как показали предыдущие исследования [23, 24], ситуация, когда массивная звезда в этот момент является проэволюционировавшей, не отличается принципиально от случая, когда звезда той же массы оказывается на большем расстоянии от ЧДПМ и эволюционирует со временем. Отметим, что эволюция массивной звезды, то есть превращение ее в красного гиганта во время нахождения в близкой окрестности черной дыры, играет очень большую, иногда решающую роль в изменении со временем параметров системы звезда-ЧДПМ [23, 24].

В большинстве случаев предполагалось, что звезда в момент формирования двойной системы еще не заполняет свою полость Роша, то есть система является разделенной. Начальное значение большой полуоси орбиты звезды характеризовалось параметром  $D$ , представляющим собой начальную степень заполнения донором полости Роша и равным  $R/R_R$  — отношению радиуса звезды к среднему радиусу полости Роша. Исследовались значения  $D$  в интервале от 0.001 до 1.



4.1. Начальная разделенная стадия эволюции системы звезда—ЧДПМ и три возможных типа эволюции

Начальная разделенная стадия, на которой ЧДПМ аккрецирует звездный ветер звезды-донора, имеет большое значение и во многом определяет дальнейшую эволюцию системы. Расчеты, выполненные в наших предыдущих работах [22–24] для звезд с массами 1 и 10  $M_{\odot}$ , показали, что под влиянием процессов, действующих на этой стадии, для двойной системы звезда-ЧДПМ могут осуществляться три типа эволюции в зависимости от массы звезды и начального расстояния звезды от ЧДПМ. На разделенной стадии конкурируют два основных процесса. Первый из них — обмен веществом в ходе аккреции черной дырой вещества звездного ветра донора, действующий в направлении увеличения большой полуоси орбиты  $A$  ( $(dA/dt)_{EX} > 0$ ). Второй — излучение гравитационных волн, действующее в направлении уменьшения  $A$  ( $(dA/dt)_{GR} < 0$ ). Отношение  $(dA/dt)_{GR}$  к  $(dA/dt)_{EX}$  (по абсолютной величине) для заданного значения  $D$  оценивается формулой:

$$\begin{aligned} (dA/dt)_{GR}/(dA/dt)_{EX} = 3.69 \times & \quad (6) \\ \times 10^{-11} D^4 M_{BH}^{2/3} (M^{10/3}/R^4)/\dot{M}_w. & \end{aligned}$$

В данном случае  $\dot{M}_w$  — абсолютная величина темпа потери массы донором со звездным ветром. Используя приближенные зависимости  $R$  и  $L$  от  $M$  для звезд ГП [46], можно приблизительно оценить зависимость величины  $(M^{10/3}/R^4)/\dot{M}_w$  от массы звезды. Эта величина пропорциональна  $M^{-11/3}$  для маломассивных звезд и  $M^{-7/3}$  для массивных звезд. Таким образом, роль гравитационного излучения растет с увеличением масс ЧДПМ и звезды, но существенно уменьшается при малых  $D$ , а также при сильном звездном ветре. В соответствии с этим обстоятельством возможны различные типы эволюции двойных систем звезда-ЧДПМ.

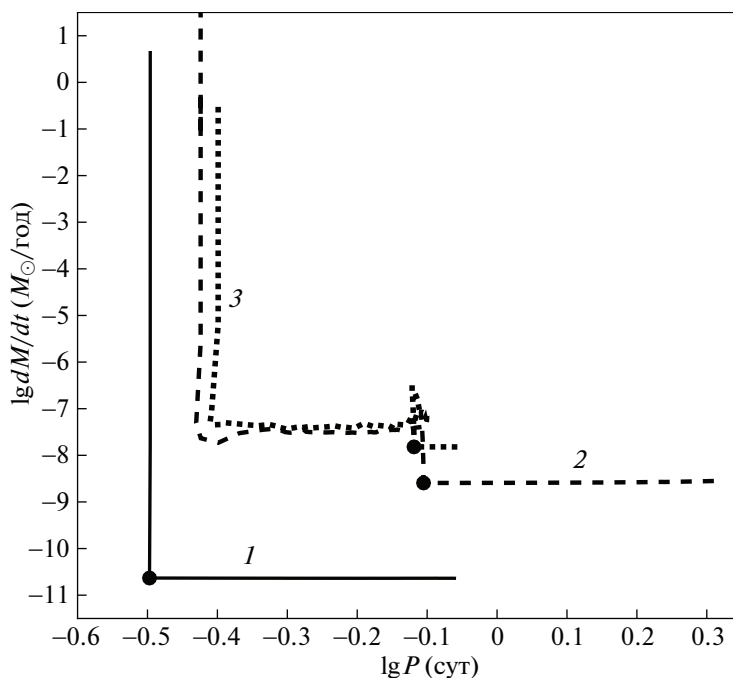
Первый тип эволюции заканчивается разрушением звезды, которое наступает после заполнения ею полости Роша и начала обмена веществом либо при приближении звезды к ЧДПМ на малое расстояние в ходе обмена. Этот тип эволюции осуществляется для маломассивных звезд с  $M \sim 1 M_{\odot}$ , а также для более массивных звезд, если  $M_{BH}$  велико, а  $D$  больше определенного значения  $D_{destr}$ . В этих случаях система эволюционирует с уменьшением орбитального периода, поскольку влияние гравитационного излучения сильнее, чем влияние консервативного обмена массой. Чем больше  $M_{BH}$ , тем больше максимальная масса разрушающихся звезд. При этом в разрушении звезды решающую роль играет облучение жестким

излучением, возникающим при аккреции. Подробнее этот тип эволюции рассмотрен ниже.

Второй тип эволюции осуществляется для более массивных звезд в случае, если  $D$  меньше  $D_{destr}$  (если такой предел имеется для данного  $M_{BH}$ ), но больше определенного граничного значения  $D_{remov}$ . При этом орбитальный период системы увеличивается в ходе эволюции благодаря интенсивному звездному ветру массивных звезд, при котором влияние обмена массой превосходит влияние гравитационного излучения. В ходе дальнейшей эволюции звезда заполняет полость Роша в результате своего эволюционного расширения, но затем, после уменьшения массы до определенного значения, “уходит” под эту полость. Именно на фазе заполнения звездой полости Роша возможна достаточно длительная стадия интенсивной аккреции вещества звезды на ЧДПМ, способная обеспечить наблюдаемую рентгеновскую светимость уровня HLX. Существенно, что из-за увеличения  $P$  даже те массивные звезды ГП, которые в момент формирования системы находились близко к ЧДПМ (что соответствует большому  $D$ ), заполняют полость Роша только тогда, когда они уже заметно проэволюционировали. Отметим, что в итоге такой эволюции звезда не разрушается окончательно, и ее остаток (гелиевое или СО-ядро) оказывается на достаточно большом расстоянии от ЧДПМ [23, 24]. Подробнее этот тип эволюции рассмотрен ниже.

Третий тип эволюции осуществляется для достаточно массивных звезд при  $D$ , меньшем  $D_{remov}$  (то есть при больших начальных расстояниях от звезды до ЧДПМ), а также в случае, когда в момент формирования двойной системы звезда уже является заметно проэволюционировавшей. При этом звезда в ходе эволюции системы удаляется от ЧДПМ, аккрецирующей ее звездный ветер, не заполняя при этом полость Роша. Однако и в этом случае на определенных поздних стадиях эволюции массивной звезды возможен достаточно интенсивный обмен веществом за счет большого звездного ветра, что приводит к возникновению сильного рентгеновского излучения. Подробнее этот вопрос рассмотрен ниже.

Значение  $D_{remov}$  зависит от массы звезды, однако эта зависимость довольно слабая. В большинстве случаев оно лежит в интервале 0.1–0.01. Например, для систем с  $M_{BH} = 10^3 M_{\odot}$  и  $M = 5 M_{\odot}$   $D_{remov}$  близко к 0.1, а для систем с  $M_{BH} = 10^3 M_{\odot}$  и  $M = 50 M_{\odot}$  оно близко к 0.01. Отметим, что здесь и в дальнейшем  $M$  обозначает начальную массу звезды в момент формирования системы.



**Рис. 1.** Диаграмма “логарифм орбитального периода – логарифм темпа потери массы звездой” для двойных систем звезда-ЧДПМ с эволюцией первого типа, при которой происходит разрушение звезды. Цифрами указаны номера треков согласно табл. 2. Кружками отмечены моменты заполнения звездой полости Роша. Орбитальный период во всех треках уменьшается.

#### 4.2. Разрушение звезды после заполнения полости Роша при первом типе эволюции

Расчеты, выполненные нами в работе [24], показали, что для  $M_{\text{ВН}} = 10^3 M_{\odot}$  максимальная масса разрушающихся звезд близка к  $1 M_{\odot}$ , причем разрушение происходит при любых значениях  $D$ . Как показали дальнейшие расчеты, для более массивных ЧДПМ эта максимальная масса увеличивается. Для  $M_{\text{ВН}} = 10^5 M_{\odot}$  она может достигать  $(3-5) M_{\odot}$ , если  $D$  меньше определенного значения  $D_{\text{destr}}$ . Например, в системе с  $M_{\text{ВН}} = 10^5 M_{\odot}$  и  $M = 3 M_{\odot}$  звезда разрушается при  $D$ , меньших  $\sim 0.5$ . В системе с  $M_{\text{ВН}} = 10^5 M_{\odot}$  и  $M = 5 M_{\odot}$  разрушение происходит при  $D$ , меньших  $\sim 0.9$ . Во всех случаях разрушения эволюция системы идет с уменьшением орбитального периода, а звезды с массами  $(3-5) M_{\odot}$  остаются почти непроэволюционировавшими.

Решающее значение в процессе разрушения звезды играет облучение жестким излучением, возникающим при аккреции. При этом для звезды с массой  $1 M_{\odot}$  разрушение начинается сразу после заполнения ею полости Роша и соответствующего быстрого увеличения темпа потери массы. Для более массивных звезд,  $(3-5) M_{\odot}$ , ситуация другая: после заполнения ими полости Роша сначала имеет место фаза эволюции со сравнительно невысоким темпом обмена массой, и только при уменьшении  $A$

до определенной величины происходит увеличение степени облучения. Это приводит к увеличению  $\dot{M}$  и дальнейшему усилению облучения, и далее процесс развивается лавинным образом. Иллюстрацией служит рис. 1, на котором изображено изменение  $\dot{M}$  с уменьшением орбитального периода для систем  $M_{\text{ВН}} = 10^3 M_{\odot}$  и  $M = 1 M_{\odot}$  с  $D = 0.5$ ,  $M_{\text{ВН}} = 10^5 M_{\odot}$  и  $M = 3 M_{\odot}$  с  $D = 0.5$ ,  $M_{\text{ВН}} = 10^5 M_{\odot}$  и  $M = 5 M_{\odot}$  с  $D = 0.9$  (треки 1, 2, 3 соответственно).

Время разрушения звезд в описываемых случаях сравнительно невелико. Для треков 1, 2, 3 интервал времени от начала быстрого увеличения  $\dot{M}$  до возрастания его на 3 порядка равен приблизительно 860, 8400, 1700 лет соответственно. При этом скорость роста  $\dot{M}$  увеличивается со временем. Дальнейшее увеличение  $\dot{M}$  происходит значительно быстрее: он возрастает на следующие 3–4 порядка приблизительно за 0.0001, 0.1 и 1 год для треков 1, 2, 3 соответственно.

Характерно, что в системе с  $M_{\text{ВН}} = 10^5 M_{\odot}$  и  $M = 5 M_{\odot}$  при  $D$ , превышающих 0.5, разрушение звезды уже не имеет места, поскольку орбитальный период после заполнения звездой полости Роша начинает увеличиваться, и условия, при которых облучение усиливается, при таких  $D$  уже не достигаются.

Таблица 2. Параметры двойных систем звезда—ЧДПМ, треки которых приведены на рисунках

№ трека	$M, M_{\odot}$	$M_{\text{ВН}}, M_{\odot}$	$D$	$A_0, R_{\odot}$	$P_0, \text{сут}$	Тип эволюции	Источник	$\Delta t, \text{годы}$	$L_X(\text{max}), \text{эрг/с}$
1	1	$10^3$	0.50	$3.9 \times 10^1$	0.9	I			
2	3	$10^5$	0.50	$3.1 \times 10^2$	2.0	I			
3	5	$10^5$	0.90	$1.8 \times 10^2$	0.9	I			
4	5	$10^3$	0.30	$1.2 \times 10^2$	4.6	II	ULX	$2.2 \times 10^5$	$1.5 \times 10^{41}$
5	5	$10^3$	0.50	$7.0 \times 10^1$	2.1	II	ULX	$3.5 \times 10^5$	$5.3 \times 10^{40}$
6	5	$10^3$	0.70	$5.0 \times 10^1$	1.3	II	ULX	$4.4 \times 10^5$	$2.5 \times 10^{40}$
7	5	$10^3$	0.90	$3.9 \times 10^1$	0.9	II	ULX	$7.9 \times 10^5$	$2.1 \times 10^{40}$
8	5	$10^3$	0.15	$2.3 \times 10^2$	13	II	HLX	$6.5 \times 10^3$	$1.5 \times 10^{41}$
9	10	$10^3$	0.50	$7.9 \times 10^1$	2.6	II	HLX	$8.1 \times 10^4$	$1.5 \times 10^{41}$
10	20	$10^3$	0.50	$9.4 \times 10^1$	3.3	II	HLX	$2.6 \times 10^4$	$1.5 \times 10^{41}$
11	50	$10^3$	0.50	$1.3 \times 10^2$	5.3	II	HLX	$3.8 \times 10^4$	$1.5 \times 10^{41}$
12	10	$10^5$	0.50	$3.6 \times 10^2$	2.6	II	HLX	$6.7 \times 10^4$	$4.4 \times 10^{41}$
13	20	$10^5$	0.50	$4.3 \times 10^2$	3.3	II	HLX	$2.5 \times 10^4$	$2.7 \times 10^{42}$
14	50	$10^5$	0.50	$5.9 \times 10^2$	5.3	II	HLX	$4.9 \times 10^4$	$5.4 \times 10^{42}$
15	5	$10^5$	0.50	$3.2 \times 10^2$	2.1	II			$6.1 \times 10^{39}$
16	50	$10^3$	0.001	$6.5 \times 10^3$	1860	III	HLX	$2.0 \times 10^5$	$1.5 \times 10^{41}$
17	10	$10^3$	0.80	$3.0 \times 10^3$	590	III	ULX	$4.6 \times 10^5$	$3.2 \times 10^{40}$
18	5	$10^3$	0.10	$5.8 \times 10^3$	1630	III	ULX	$1.3 \times 10^5$	$2.6 \times 10^{40}$

Примечание.  $M$  — начальная масса звезды;  $M_{\text{ВН}}$  — масса ЧДПМ;  $D$  — начальная степень заполнения звездой полости Роша;  $A_0$  — начальное значение большой полуоси орбиты;  $P_0$  — начальный орбитальный период системы; Тип эволюции системы звезда—ЧДПМ включает: I — разрушение звезды, II — интенсивный обмен на этапе заполнения полости Роша, затем уход остатка звезды от ЧДПМ, III — удаление звезды от ЧДПМ без заполнения полости Роша. В столбце “Источник” обозначено: ULX — если  $L_X$  на стадии интенсивного обмена находится в интервале  $10^{40}$ – $10^{41}$  эрг/с, HLX — если  $L_X$  на этой стадии превышает  $10^{41}$  эрг/с;  $\Delta t$  — длительность стадии интенсивного обмена с  $L_X$ , соответствующим ULX либо HLX;  $L_X(\text{max})$  — максимальное значение  $L_X$  в треке. В треках 1–16 звезда в начальный момент находится на ГП, в треках 17 и 18 она в начальный момент имеет гелиевое ядро с относительной массой 0.15.

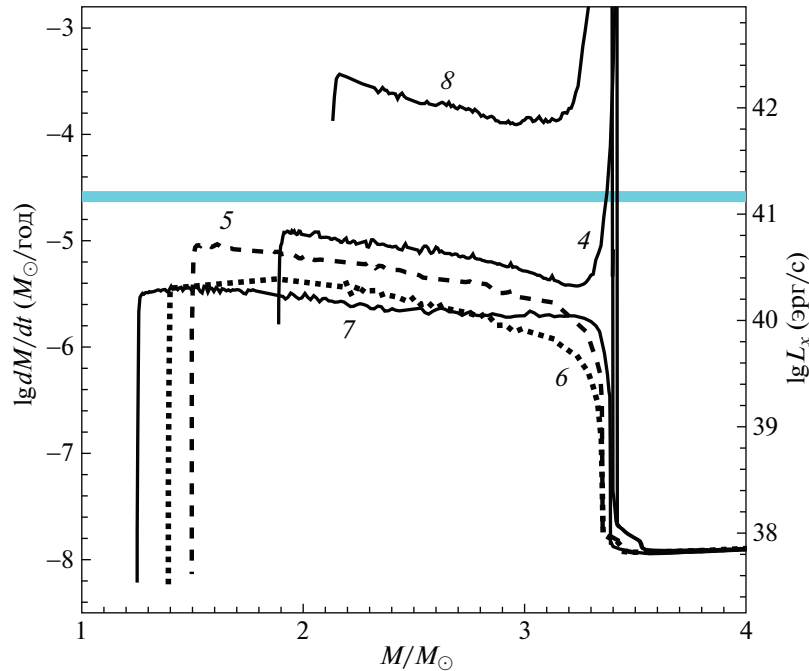
Отметим также, что стадия эволюции до начала разрушения звезды характеризуется сравнительно малыми темпами потери массы донором и соответственно малыми  $L_X$ , при которых система не проявляет себя как яркий источник рентгеновского излучения (рис. 1).

Кратко рассмотрим вопрос о свойствах процесса разрушения звезды. Эволюция таких разрушающихся звезд в принципе похожа на судьбу звезд, пролетающих вблизи СМЧД по параболическим орбитам и разрушаемых приливными силами СМЧД после приближения на критическое расстояние. Однако в этих двух случаях могут иметь место заметные различия. При движении звезды по параболической орбите образовавшийся газ имеет небольшие энергии связи, он образует струю, из которой впоследствии и формируется аккреционный диск (см., напр. [47]). А в случае,

рассматриваемом в данной работе, энергия связи образовавшегося вещества порядка энергии связи круговой орбиты, и разумно ожидать формирования из этого вещества газового тора. Эта ситуация была рассмотрена, например, в [48]. Различные особенности формирования аккреционных потоков в этих двух случаях могут сказаться, например, на зависимости светимости черной дыры от времени в ходе аккреции вещества разрушенной звезды. Вероятно, в ходе аккреции вещества разрушающихся звезд светимость ЧДПМ на короткое время может достигать величины, характерной для квазаров.

#### 4.3. Стадия интенсивной потери массы донором при втором типе эволюции

Как показали предыдущие расчеты [23, 24], а также численное моделирование, выполненное в



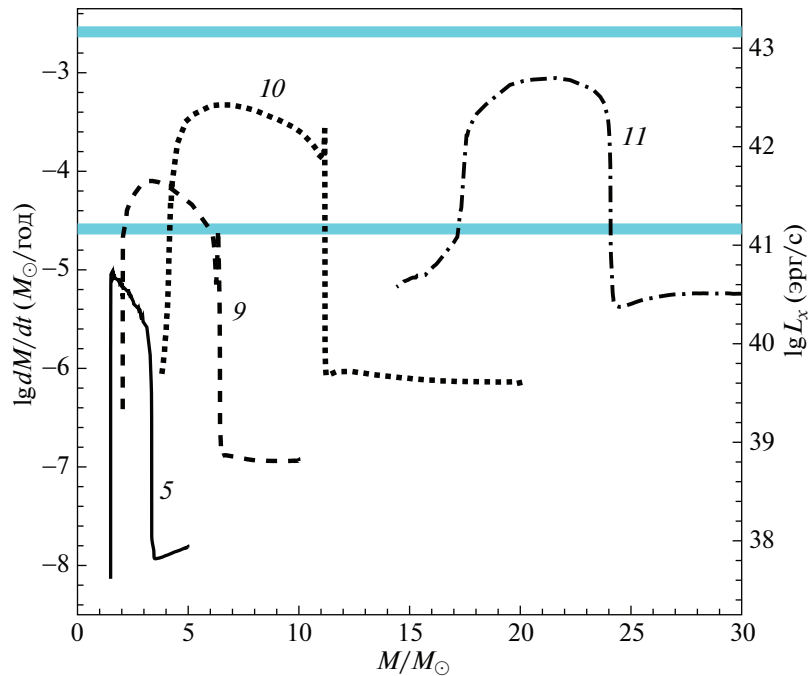
**Рис. 2.** Изменение с уменьшением массы звезды темпа потери ею вещества для двойных систем звезда-ЧДПМ со звездой ГП с начальной массой  $5 M_{\odot}$  и ЧДПМ с массой  $10^3 M_{\odot}$  при различных значениях  $D$ . Горизонтальная цветная линия показывает величину эддингтоновского предела светимости для ЧДПМ с массой  $10^3 M_{\odot}$ . Цифрами указаны номера треков согласно табл. 2. Все треки соответствуют второму типу эволюции. Начальные почти горизонтальные участки треков соответствуют разделенной стадии до заполнения звездой полости Роша. Начальные короткие пики значения  $\dot{M}$  в треках 4 и 8 не показаны целиком с целью более четкого отображения различий в треках 3–7.

настоящей работе, для второго типа эволюции системы ЧДПМ-звезда при  $D > D_{remov}$  характерна сравнительно длительная стадия интенсивной потери вещества звездой-донором (или, иначе говоря, стадия интенсивного обмена массой) после заполнения звездой полости Роша. Именно на этом эволюционном этапе возможно появление рентгеновских источников уровня ULX и HLX. Перечислим характерные свойства этой стадии.

**4.3.1. Зависимость  $\dot{M}$  от  $D$ .** Согласно результатам расчетов, чем меньше  $D$  (то есть чем больше начальное расстояние звезды от ЧДПМ), тем больше скорость потери массы звездой (и соответственно  $L_X$ ) на протяжении этой стадии. Причина такой зависимости в том, что при малых  $D$  звезда успевает сильнее проэволюционировать до момента заполнения ею полости Роша и начала обмена массой. Данная ситуация иллюстрируется на рис. 2, на котором показано изменение  $\dot{M}$  с уменьшением массы звезды для  $M_{BH} = 10^3 M_{\odot}$  и  $M = 5 M_{\odot}$  при различных  $D$ , равных 0.3, 0.5, 0.7, 0.9 (для треков 4, 5, 6, 7 соответственно) и 0.15 для трека 8. На рис. 2 (и на ряде следующих рисунков) на правой вертикальной оси показаны соответствующие рентгеновские светимости ЧДПМ,  $L_X$ , вычисленные для  $\eta = 0.1$ , где  $\eta$  — эффективность

аккреции на черную дыру. Серой (цветной) горизонтальной линией показан эддингтоновский предел для  $M_{BH} = 10^3 M_{\odot}$ . В данном случае  $\dot{M}$  для  $D$  в интервале 0.3–0.9 не превосходит этот предел, и только при  $D = 0.15$  (трек 8)  $\dot{M}$  достаточно велико и соответствует уровню HLX (однако длительность этой стадии мала, подробнее см. ниже). Это различие объясняется тем, что при  $D = 0.15$  звезда успевает существенно сильнее проэволюционировать до заполнения полости Роша.

Как видно на рис. 2, для  $D = 0.3–0.9$  на разделенной стадии эволюции масса звезды заметно уменьшается за счет потери вещества звездным ветром (этой стадии соответствуют почти горизонтальные участки треков на рисунке). В момент начала обмена для треков 4, 5, 6, 7 масса звезды почти одинакова и составляет около  $3.4 M_{\odot}$  (70% первоначальной), а относительная масса ее гелиевого ядра равна 0.09, 0.08, 0.05, 0.13 для треков 4, 5, 6, 8 соответственно (в треке 7 ядро отсутствует). В конце стадии интенсивного обмена доноры превращаются в маломассивные звезды с достаточно массивными гелиевыми ядрами. Их массы в этот момент составляют 2.1, 1.9, 1.5, 1.4,  $1.3 M_{\odot}$  (для треков 8, 4, 5, 6, 7, соответственно), а относительные массы гелиевых ядер близки к 0.2.



**Рис. 3.** Изменение с уменьшением массы звезды темпа потери ею вещества для двойных систем звезда–ЧДПМ со звездами ГП с начальными массами 5, 10, 20, 50  $M_{\odot}$  и ЧДПМ с массой  $10^3 M_{\odot}$  при  $D = 0.5$ . Горизонтальные цветные линии показывают величину эддингтоновского предела светимости для ЧДПМ с массами  $10^3$  и  $10^5 M_{\odot}$ . Цифрами указаны номера треков согласно табл. 2. Все треки соответствуют второму типу эволюции. Начальные почти горизонтальные участки треков соответствуют разделенной стадии до заполнения звездой полости Роша.

**4.3.2. Зависимость  $\dot{M}$  от начальной массы звезды  $M$ .** Численное моделирование показывает, что чем больше начальная масса звезды, тем больше скорость потери ею массы на стадии интенсивного обмена. Эта зависимость иллюстрируется на рис. 3, на котором показано изменение  $\dot{M}$  с уменьшением массы звезды для  $M_{\text{ВН}} = 10^3 M_{\odot}$  и  $M = 5, 10, 20, 50 M_{\odot}$  при  $D = 0.5$  (треки 5, 9, 10, 11 соответственно). Как отмечено выше, в данной работе предполагается, что реально аккреция вещества на ЧДПМ ограничена эддингтоновским пределом. Для массивных звезд  $\dot{M}$  значительно превосходит этот предел для  $10^3 M_{\odot}$ , однако даже предельная величина темпа аккреции, соответствующая  $L_X \approx 1.5 \times 10^{41}$  эрг/с, обеспечивает светимость, характерную для НЛХ.

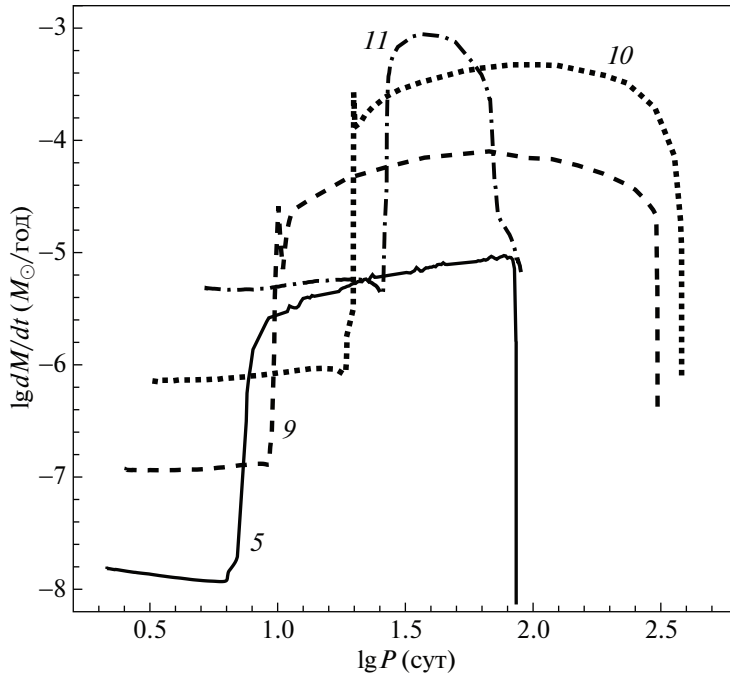
Как видно на рис. 3, увеличение начальной массы звезды–донора значительно увеличивает характерный для данной стадии темп потери массы. Среднее значение  $\dot{M}$  для 10, 20, 30  $M_{\odot}$  в 17, 120, 250 раз превышает среднее  $\dot{M}$  для 5  $M_{\odot}$ .

В момент начала обмена для треков 5, 9, 10, 11 массы звезд составляют 3.3, 6.4, 11.2, 24.0  $M_{\odot}$  соответственно, а относительная масса их гелиевых ядер равна 0.07, 0.07, 0.2 и 0.4. Характерно, что за время до момента заполнения полости Роша

массивные звезды при одном и том же  $D$  успевают проэволюционировать более существенно, чем звезды меньших масс. В конце стадии интенсивного обмена почти все доноры превращаются в маломассивные звезды. Только для звезды с начальной массой 50  $M_{\odot}$  уменьшение массы не так велико. Для треков 5, 9, 10, 11 массы звезд в этот момент составляют 1.5, 2.1, 4.3, 18.2  $M_{\odot}$  соответственно, а относительные массы их гелиевых ядер равны 0.2, 0.3, 0.6, и 0.6.

Отметим, что характер изменения темпа потери массы звездой со временем на стадии интенсивного обмена также зависит от начальной массы звезды. Как видно на рис. 3, при  $M = (5-20) M_{\odot}$  величина  $\dot{M}$  может заметно (в 3–4 раза) увеличиваться к концу этой стадии. Но для более массивных звезд, например, для  $M = 50 M_{\odot}$ , имеет место уже не увеличение  $\dot{M}$  к концу стадии, а некоторое его уменьшение. Однако в целом можно сделать вывод, что на стадии интенсивного обмена сколь угодно значительное изменение  $\dot{M}$  (например, на порядок) не имеет места.

На рис. 4 показана зависимость  $\dot{M}$  от орбитального периода для треков 5, 9, 10, 11. Отметим, что при заданном значении  $D$  орбитальный период системы не зависит от массы аккретора, а опреде-



**Рис. 4.** Диаграмма “логарифм орбитального периода — логарифм темпа потери массы звездой” для тех же треков, что на рис. 3. Цифрами указаны номера треков в табл. 2. Орбитальный период во всех треках увеличивается. Начальные почти горизонтальные участки треков соответствуют разделенной стадии до заполнения звездой полости Роша.

ляется только параметрами донора:

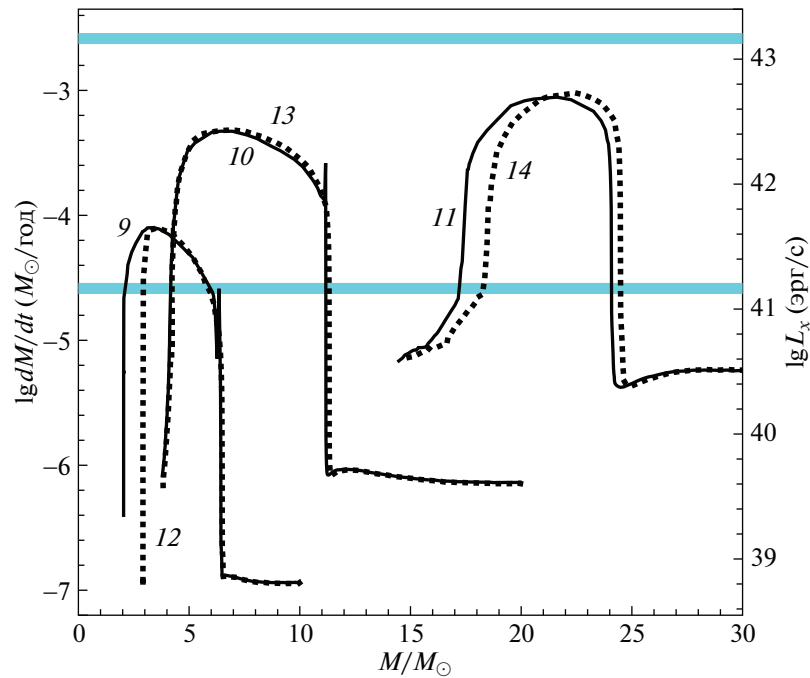
$$P(h) = 8.9/(R^{3/2}/M^{1/2})/D^{3/2}, \quad (7)$$

где  $R$  и  $M$  — радиус и масса звезды-донора в солнечных единицах. В результате интервалы орбитальных периодов на стадии интенсивного обмена для треков с массами звезд от 5 до  $50 M_{\odot}$  перекрываются. В целом они лежат в области 0.02–0.9 лет. Наиболее узкий интервал периодов характерен для трека с донором начальной массы  $50 M_{\odot}$ , поскольку в конце стадии интенсивного обмена этот донор представляет собой сильно проэволюционировавшую звезду с массивным гелиевым ядром и относительно малым радиусом. Его радиус в 1.3 и 2.0 раз меньше, чем радиусы звезд с начальными массами 10 и  $20 M_{\odot}$ , а масса звезды соответственно в 9 и 4 раз больше. Именно это обстоятельство существенно уменьшает конечный орбитальный период стадии интенсивного обмена для данного трека.

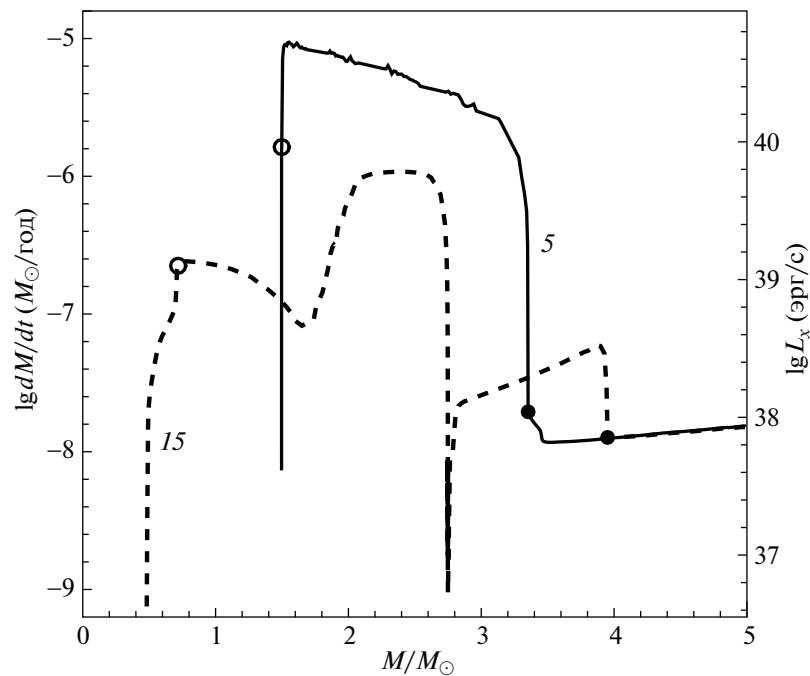
**4.3.3. Зависимость  $\dot{M}$  от массы черной дыры  $M_{\text{ВН}}$ .** Результаты расчетов для  $M_{\text{ВН}} = 10^3 M_{\odot}$  и  $10^5 M_{\odot}$  показывают, что для массивных звезд с начальными массами больше  $\sim 10 M_{\odot}$  эволюция системы мало отличается для ЧДПМ этих масс. Иллюстрацией служит рис. 5, на котором показано изменение  $\dot{M}$  с уменьшением массы звезды для  $M_{\text{ВН}} = 10^3 M_{\odot}$  и  $10^5 M_{\odot}$ ,  $M = 10, 20, 50 M_{\odot}$  при  $D = 0.5$ . Как видно на рис. 5, темп потери массы звездой на стадии интенсивного обмена

приблизительно одинаков для этих двух значений  $M_{\text{ВН}}$ . Однако, поскольку эддингтоновский предел для  $M_{\text{ВН}} = 10^5 M_{\odot}$  в 100 раз больше, чем для  $M_{\text{ВН}} = 10^3 M_{\odot}$ , соответствующий рентгеновский источник для более массивной ЧДПМ может быть в 100 раз ярче.

Для менее массивных звезд ситуация изменяется. Пример — сравнение изображенных на рис. 6 треков 5 и 15, рассчитанных для  $M_{\text{ВН}} = 10^3 M_{\odot}$  и  $10^5 M_{\odot}$ ,  $M = 5 M_{\odot}$  при  $D = 0.5$ . В системе с очень массивной ЧДПМ с  $M_{\text{ВН}} = 10^5 M_{\odot}$  (трек 15) на первом этапе эволюции, до заполнения звездой полости Роша, орбитальный период уменьшается, поскольку влияние ИГВ, уменьшающее  $A$ , превосходит влияние обмена веществом, действующее в направлении увеличения  $A$ . Поэтому заполнение звездой полости Роша в треке 15 происходит в результате приближения к ЧДПМ еще не проэволюционировавшей звезды, не имеющей гелиевого ядра. В треке 6 период с самого начала увеличивается, и заполнение полости Роша, обусловленное эволюционным расширением звезды, происходит при относительной массе ее гелиевого ядра, равной 0.07. Соответственно на фазе интенсивного обмена темп потери вещества звездой в треке 15 с более массивной ЧДПМ оказывается заметно меньше (в среднем в 3.5 раза), чем в треке 6. Уменьшения значения  $\dot{M}$  в треке 15 на стадии заполнения полости Роша связаны с некоторым уменьшением



**Рис. 5.** Изменение с уменьшением массы звезды темпа потери ею вещества для двойных систем звезда-ЧДПМ со звездами ГП с начальными массами 10, 20, 50  $M_{\odot}$  и ЧДПМ с массами  $10^3$  (сплошные линии) и  $10^5 M_{\odot}$  (пунктирные линии) при  $D = 0.5$ . Горизонтальные цветные линии показывают величину эддингтоновского предела светимости для ЧДПМ с массами  $10^3$  и  $10^5 M_{\odot}$ . Цифрами указаны номера треков согласно табл. 2. Все треки соответствуют второму типу эволюции. Начальные почти горизонтальные участки треков соответствуют разделенной стадии до заполнения звездой полости Роша.



**Рис. 6.** Изменение с уменьшением массы звезды темпа потери ею вещества для двойных систем звезда-ЧДПМ со звездой ГП с начальной массой 5  $M_{\odot}$  и ЧДПМ с массами  $10^3$  (сплошная линия) и  $10^5 M_{\odot}$  (штриховая линия) при  $D = 0.5$ . Цифрами указаны номера треков согласно табл. 2. Черными кружками отмечены моменты заполнения звездой полости Роша, открытыми кружками — моменты ухода звезды под полость Роша.



степени ее заполнения, а минимальное значение  $\dot{M}$  при  $M \approx 2.8 M_{\odot}$  — с кратковременным уходом под эту полость.

В итоге в системах с очень массивными ЧДПМ звезды с большими массами теряют вещество практически в том же темпе, как в системах с менее массивными ЧДПМ. Однако менее массивные звезды в паре с очень массивной ЧДПМ либо разрушаются после заполнения полости Роша, либо теряют массу с меньшей скоростью, чем в паре с менее массивной ЧДПМ.

**4.3.4. Минимальная масса звезды-донора для HLX и длительность стадии интенсивного обмена.** Как уже отмечалось выше, ввиду наличия в рассматриваемой проблеме ряда неопределенностей мы не ставим задачу точного определения граничных значений рассматриваемых параметров для разных типов эволюции, поэтому данную минимальную массу мы оцениваем приближенно. Как показывают расчеты, звезды с массами около  $5 M_{\odot}$  в большинстве случаев не могут терять массу на стадии интенсивного обмена достаточно эффективно для возникновения HLX. Однако для существования ULX их темп аккреции оказывается достаточным, поскольку соответствующая  $L_X$  превышает  $10^{40}$  эрг/с (см. рис. 2). Длительность этой стадии эволюции для систем с  $M_{\text{ВН}} = 10^3 M_{\odot}$  и  $M = 5 M_{\odot}$  при  $D$ , равных 0.3, 0.5, 0.7, 0.9 (треки 4, 5, 6, 7), составляет приблизительно 220, 350, 440, 790 тысяч лет соответственно. Она тем больше, чем больше значение  $D$  и чем ниже темп потери массы звездой. Что касается трека 8 с  $D = 0.15$ , то хотя темп аккреции в нем и превосходит величину, соответствующую  $10^{41}$  эрг/с, но длительность этой стадии сравнительно невелика — порядка 10 тысяч лет.

В системах с более массивными ЧДПМ, порядка  $10^5 M_{\odot}$ , звезды с массами около  $5 M_{\odot}$  теряют вещество с меньшими темпами, чем для ЧДПМ меньших масс, поэтому в данном случае появление источников типа ULX менее вероятно, чем для ЧДПМ меньших масс.

В результате минимальная масса звезды-донора для HLX, при которой стадия обмена с  $L_X \gtrsim 10^{41}$  эрг/с имеет заметную длительность, близка скорее к  $10 M_{\odot}$  (для доноров, находящихся на ГП в момент формирования системы). Звезды с массами  $M \gtrsim 10 M_{\odot}$  в системах с  $M_{\text{ВН}} = (10^3 - 10^5) M_{\odot}$  на стадии интенсивного обмена теряют вещество со скоростями, достигающими  $10^{-3} M_{\odot}/\text{год}$  (см. рис. 3), причем эти скорости мало зависят от массы ЧДПМ и увеличиваются с увеличением массы звезды. Таким образом, для  $M_{\text{ВН}} = 10^3 M_{\odot}$  обеспечивается темп аккреции,

близкий к эддингтоновскому пределу и соответствующий  $L_X \approx 1.5 \times 10^{41}$  эрг/с, а для  $M_{\text{ВН}} = 10^5 M_{\odot}$  — темп аккреции, при котором  $L_X$  достигает либо превосходит  $10^{42}$  эрг/с. Данные значения  $L_X$  характерны для HLX.

Характерная длительность стадии с  $L_X \gtrsim 10^{41}$  эрг/с составляет несколько десятков тысяч лет. Например, длительность этой стадии для систем с  $M_{\text{ВН}} = 10^3 M_{\odot}$  и  $M = 10, 20, 50 M_{\odot}$  при  $D = 0.5$  (треки 9, 10, 11) равна 81, 27, 38 тысяч лет соответственно.

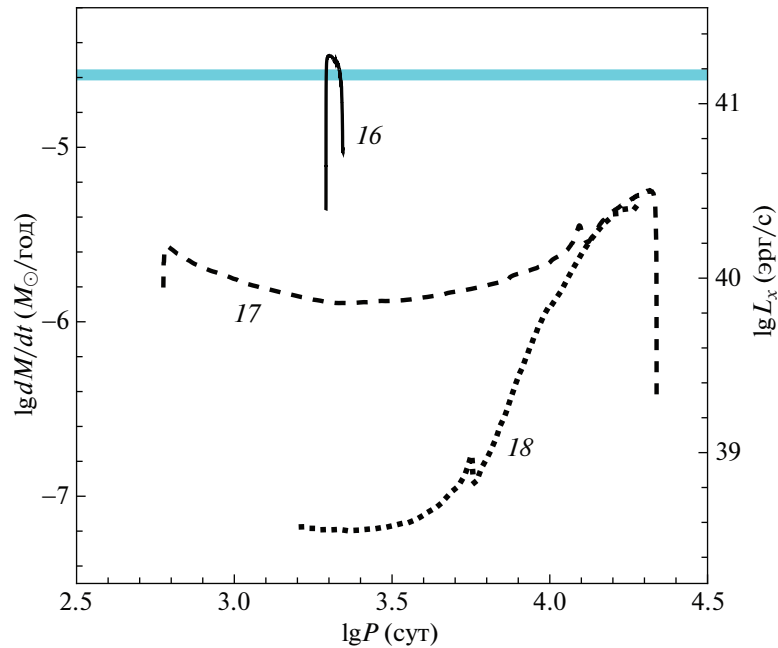
Приблизительно такова же длительность стадии с более высоким  $L_X$ , превышающим  $10^{42}$  эрг/с, которая имеет место для  $M_{\text{ВН}} = 10^5 M_{\odot}$ . Например, длительность этой стадии для систем с  $M_{\text{ВН}} = 10^5 M_{\odot}$  и  $M = 10, 20, 50 M_{\odot}$  при  $D = 0.5$  (треки 12, 13, 14) равна 67, 25 и 49 тысяч лет соответственно.

**4.3.5. Завершение эволюции второго типа.** Характерное свойство эволюции второго типа — увеличение орбитального периода системы со временем. В итоге, после периода интенсивной потери вещества, когда донор превращается в сравнительно маломассивную звезду с относительно массивным гелиевым или СО-ядром, он “уходит” под полость Роша и продолжает удаляться от ЧДПМ, теряя вещество со звездным ветром. Дальнейшая эволюция системы звезда-ЧДПМ зависит от начальной массы звезды и значения  $D$ . Если  $D$  сравнительно велико, то после достаточно длительной стадии с увеличением  $A$  звезда может снова на короткое время заполнить полость Роша на стадии горения гелия во внешних слоях (данная фаза эволюции в настоящей работе не исследовалась). Но при меньших  $D$  звезда, хотя и расширится на этой фазе, но все же не заполнит полость Роша.

В качестве примера приведем две системы:  $M_{\text{ВН}} = 10^5 M_{\odot}$  и  $M = 5 M_{\odot}$  при  $D = 0.5$  и  $0.4$ . При  $D = 0.5$  в течение 2 млн. лет происходит удаление звезды от ЧДПМ при сравнительно слабом звездном ветре, после чего наступает новое заполнение полости Роша. Вероятно, после потери звездой оболочки значение  $A$ , равное  $2 \times 10^{-5}$  пк, уже не будет существенно увеличиваться. При  $D = 0.4$  вначале эволюция системы такова же, однако полость Роша на этой стадии не заполняется, и удаление продолжается около 90 млн. лет, после чего  $\dot{M}$  падает ниже  $10^{-10} M_{\odot}/\text{год}$  и  $A$ , равное 0.0002 пк, в дальнейшем перестает увеличиваться.

В результате при эволюции второго типа остаток звезды-донора в виде гелиевого либо СО-карлика сохраняется и может оказаться на достаточно большом расстоянии от ЧДПМ. Это расстояние может достигать  $10^{-4} - 10^{-2}$  пк. Соответствующее время приближения остатка звезды к черной





**Рис. 7.** Диаграмма “логарифм орбитального периода — логарифм темпа потери массы звездой” для двойных систем звезда-ЧДПМ с эволюцией третьего типа, при которой звезда не заполняет полость Роша. Цифрами указаны номера треков согласно табл. 2. Горизонтальная цветная линия показывает величину эддингтоновского предела светимости для ЧДПМ с массой  $10^3 M_{\odot}$ . Орбитальный период во всех треках увеличивается.

дыре за счет излучения системой гравитационных волн превосходит хаббловское время [24].

#### 4.4. Возможность интенсивной потери массы донором за счет звездного ветра при третьем типе эволюции

Третий тип эволюции осуществляется для достаточно массивных звезд при  $D$ , меньшем  $D_{remov}$  (то есть при больших начальных расстояниях от звезды до ЧДПМ), а также в случае, когда в момент формирования двойной системы звезда уже является заметно проэволюционировавшей. При этом звезда в ходе эволюции системы удаляется от ЧДПМ, аккрецирующей ее звездный ветер, не заполняя при этом полость Роша. Однако в данном случае на определенных поздних стадиях эволюции массивной звезды возможен достаточно интенсивный обмен веществом за счет сильного звездного ветра, приводящий к возникновению заметного рентгеновского излучения. Но как показывают расчеты, в этом случае только для очень массивных звезд с начальными массами порядка  $50 M_{\odot}$  возможны темпы аккреции, соответствующие  $L_X \gtrsim 10^{41}$  эрг/с и приводящие к появлению HLX. Для менее массивных звезд темпы аккреции ниже, и  $L_X$  не достигает этой величины, зато может превышать  $10^{40}$  эрг/с, что соответствует уровню ULX.

Эту ситуацию иллюстрируют треки 16, 17, 18, изображенные на рис. 7. В треке 16 для системы

с  $M_{BH} = 10^3 M_{\odot}$  и  $M = 50 M_{\odot}$  значение  $D$  равно 0.001, что меньше  $D_{remov}$ . Звезда в ходе эволюции не заполняет полость Роша, но ее сильный звездный ветер обеспечивает  $L_X \gtrsim 10^{41}$  эрг/с в течение сравнительно длительного времени, около 200 тысяч лет. Треки 17 и 18 рассчитаны для систем с  $M_{BH} = 10^3 M_{\odot}$ , в которых звезды с массами 10 и  $5 M_{\odot}$  в момент формирования системы являются проэволюционировавшими и имеют гелиевые ядра с относительной массой 0.15. Они также не заполняют полость Роша в ходе эволюции, но за счет интенсивного звездного ветра достигают  $L_X$ , превышающую  $10^{40}$  эрг/с в течение приблизительно 460 и 130 тысяч лет (для треков 17 и 18 соответственно).

В соответствии с характером третьего типа эволюции, орбитальные периоды в данных треках на фазах с большими  $L_X$  достаточно велики. Для трека 16 фаза HLX имеет место в интервале периодов от 5.3 до 6.0 лет, а для треков 17 и 18 фаза ULX длится на интервалах периодов 20–59 лет и 31–52 лет соответственно. Таким образом, подобные HLX и ULX будут главным образом долгопериодическими источниками.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Звезды, близкие к сверхмассивным черным дырам промежуточных масс, могут в определенных условиях образовывать с ними тесные двойные

системы. На определенных этапах эволюции этих систем возможна интенсивная аккреция вещества звезды на ЧДПМ. В последнее время именно аккрецирующие ЧДПМ связываются с гиперъяркими источниками рентгеновского излучения, рентгеновские светимости которых могут превосходить  $10^{41}$  эрг/с.

Изучение эволюции систем звезда-ЧДПМ осложнено тем, что на нее может влиять целый ряд неопределенных факторов, например, возможное наличие газа в области вблизи ЧДПМ, которое может привести к нестационарности звездной орбиты и дополнительному облучению звезды, возникающему при аккреции на ЧДПМ этого газа. Поэтому предпринятое в данной работе исследование двойных систем звезда-ЧДПМ неизбежно выполняется в рамках ограниченных предположений и может только продемонстрировать некоторые возможные варианты их эволюции. Численное моделирование эволюции этих систем выполнено нами для случая, когда начальная система является разделенной, орбита звезды-донора близка к круговой, а ЧДПМ аккрецирует главным образом вещество этой звезды. При этом предполагается, что наличие газа в окрестности ЧДПМ не оказывает заметного влияния на изменение орбиты звезды. В расчетах учитывается облучение звезды жестким излучением, возникающим при аккреции ее вещества на ЧДПМ. Поглощение внешнего потока излучения в оболочке звезды рассчитывалось с помощью того же формализма, который используется при вычислении непрозрачности звездного вещества. Кроме того, в расчетах предполагалось, что если характерное время обмена массой меньше теплового времени звезды, то обмен между орбитальным угловым моментом системы и угловым моментом перетекающего на ЧДПМ вещества не имеет места. В большинстве случаев предполагалось, что в момент формирования двойной системы звезда находится на ГП.

Численное моделирование, выполненное в рамках принятых предположений, показывает, что эволюция системы звезда-ЧДПМ существенно зависит как от массы ЧДПМ, так и от массы звезды и начальной стадии ее эволюции (для массивных звезд), и прежде всего от начальной степени заполнения звездой полости Роша  $D$ . Согласно результатам расчетов, возможны три типа эволюции данных систем.

Первый из них — полное разрушение звезды после начала обмена массой с ЧДПМ. Для  $M_{\text{ВН}} = 10^3 M_{\odot}$  максимальная масса разрушающихся звезд близка к  $1 M_{\odot}$ , причем разрушение происходит при любых значениях  $D$ . Такие звезды приближаются к ЧДПМ в результате излучения системой гравитационных волн, и подвергаются разрушению в динамической шкале времени после заполнения

ими полости Роша и начала интенсивной потери вещества и усиления облучения. Для более массивных ЧДПМ эта максимальная масса увеличивается. Для  $M_{\text{ВН}} = 10^5 M_{\odot}$  она может достигать  $(3-5) M_{\odot}$ , если  $D$  больше определенного значения  $D_{\text{destr}}$ . Однако для массивных звезд разрушение наступает не сразу после заполнения звездой полости Роша, а после определенного этапа обмена массой, на котором из-за сильного влияния гравитационного излучения звезда приближается к ЧДПМ достаточно близко, чтобы облучение начало существенно влиять на ее структуру. Таким образом, решающую роль в процессе разрушения звезды играет ее облучение жестким излучением, возникающим при аккреции на ЧДПМ. В ходе аккреции вещества разрушающихся звезд светимость ЧДПМ на короткое время может достигать величины, характерной для квазаров.

Второй тип эволюции может осуществляться для массивных звезд в определенном интервале значений начальной степени заполнения звездой полости Роша  $D$ , когда звезда в начальный момент оказывается дальше от ЧДПМ, чем при первом типе эволюции. В этом случае решающую роль в изменении со временем параметров системы звезда-ЧДПМ играет возможность постепенного превращения массивной звезды в красного гиганта во время нахождения в близкой окрестности черной дыры. При втором типе эволюции массивная звезда в ходе эволюционного расширения заполняет свою полость Роша, после чего наступает этап интенсивного обмена веществом. Именно на этой фазе эволюции система звезда-ЧДПМ может проявлять себя, как HLX, когда  $L_X$  в течение достаточно длительного времени превышает  $10^{41}$  эрг/с. Численное моделирование показывает, что для этого начальная масса звезды-донора в системах с  $M_{\text{ВН}} = (10^3-10^5) M_{\odot}$  должна быть близка к  $\sim 10 M_{\odot}$  (для доноров, находящихся на ГП в момент формирования системы). В наших расчетах предполагалось, что максимальное значение  $L_X$  ограничено эддингтоновским пределом, который можно оценить в  $1.5 \times 10^{41}$  эрг/с для  $M_{\text{ВН}} = 10^3 M_{\odot}$  и в  $1.5 \times 10^{43}$  эрг/с для  $M_{\text{ВН}} = 10^5 M_{\odot}$ . Таким образом, для массивных ЧДПМ яркость рентгеновского источника может в принципе достигать второй из указанных цифр, однако расчеты для  $M_{\text{ВН}} = 10^5 M_{\odot}$  дают максимальные  $L_X$  в интервале  $(2-6) \times 10^{42}$  эрг/с. Полученная в расчетах характерная длительность стадии HLX составляет 30–70 тысяч лет.

Для меньших начальных масс, близких к  $\sim 5 M_{\odot}$ ,  $L_X$  на стадии интенсивного обмена не достигает  $10^{41}$  эрг/с, но может превышать  $10^{40}$  эрг/с. Характерная длительность соответствующей стадии эволюции составляет 300–800 тысяч лет.

Характерное свойство эволюции второго типа — увеличение орбитального периода системы со временем. В итоге после периода интенсивной потери вещества и превращения в менее массивную звезду с относительно массивным гелиевым или СО-ядром донор “уходит” под полость Роша. В результате остаток такой звезды (ее бывшее ядро) в виде гелиевого либо СО-карлика сохраняется и может оказаться на достаточно большом расстоянии от ЧДПМ. Как правило, время его приближения к черной дыре за счет излучения системой гравитационных волн превосходит хаббловское время [24].

Третий возможный тип эволюции также связан с превращением массивной звезды в красный гигант в ходе пребывания в окрестности ЧДПМ. Он осуществляется в том случае, когда начальное расстояние звезды ГП от ЧДПМ достаточно велико, либо когда на близкой орбите около ЧДПМ сразу оказывается уже заметно проэволюционировавшая массивная звезда. В этом случае консервативный обмен массой при интенсивном звездном ветре (который усиливается облучением) приводит к тому, что звезда удаляется от ЧДПМ, вообще не заполняя свою полость Роша. Для массивных звезд с достаточно сильным звездным ветром темп аккреции вещества на ЧДПМ и в этом случае может достигать значений, характерных для ULX и даже HLX. Последнее может осуществиться, например, для очень массивных звезд с массами  $\sim 50 M_{\odot}$ . Как и для второго типа эволюции, остаток звезды может сохраниться на достаточно большом расстоянии от ЧДПМ.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Настоящая работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований РАН 12 “Вопросы происхождения и эволюции Вселенной”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- L. Chao, W. Bian, and K. Huang, *Adv. Space Res.* **42**, 544 (2008).
- Y. Wang, T. Yamada, and Y. Taniguchi, *Astrophys. J.* **588**, 113 (2003).
- C. L. Steinhardt and M. Elvis, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **402**, 2637 (2010).
- Y. Shen, *Astrophys. J.* **704**, 89 (2009).
- P. Amaro-Seoane and M. Freitag, *Astrophys. J.* **653**, 53 (2006).
- S. Umbreit, J. M. Fregeau, S. Chatterjee, and F. A. Rasio, *Astrophys. J.* **750**, id. 31 (2012).
- M. Mapelli, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **376**, 131 (2007).
- K. Gebhardt, R. Rich, and L. Ho, *Astrophys. J.* **578**, L41 (2002).
- J. Gerssen, R. P. van der Marel, K. Gebhardt, P. Guhathakurta, R. C. Peterson, and C. Pryor, *Astron. J.* **125**, 376 (2003).
- Q. D. Wang, T. Yao, W. Fukui, S. Zhang, and R. Williams, *Astrophys. J.* **609**, 113 (2004).
- M. Gilfanov, *Progress Theor. Physics Suppl.* **155**, 49 (2004).
- I. Zolotukhin, N. A. Webb, O. Godet, M. Bachetti, and D. Barret, *Astrophys. J.* **817**, id. 88 (2016).
- K. Belczynski, T. Bulik, C. L. Fryer, A. Ruitter, F. Valsecchi, J. S. Vink, and J. R. Hurley, *Astrophys. J.* **714**, 1217 (2010).
- M. Volonteri and R. Perna, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **358**, 913 (2005).
- A. В. Тутуков, А. В. Федорова, *Астрон. журн.* **82**(2), 110 (2005).
- A. D. Dolgov, arXiv:1712.08789 [astro-ph.CO] (2017).
- P. В. Ivanov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **336**, 373 (2002).
- P. В. Ivanov and J. C. В. Papaloizou, *Astron. and Astrophys.* **476**, 121 (2007).
- L. E. Strubbe and E. Quataert, in *Co-Evolution of Central Black Holes and Galaxies*, IAU Symp. **267**, 337 (2010); arXiv:0905.3735 [astro-ph.CO] (2009).
- J. Magorrian and S. Tremaine, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **309**, 447 (1999).
- Г. Н. Дремова, В. В. Дремов, А. В. Тутуков, *Астрон. журн.* **91**(5), 353 (2014).
- А. В. Тутуков, А. В. Федорова, *Астрон. журн.* **86**(5), 449 (2009).
- А. В. Тутуков, А. В. Федорова, *Астрон. журн.* **87**(9), 878 (2010).
- А. В. Тутуков, А. В. Федорова, *Астрон. журн.* **94**(8), 667 (2017).
- N. Madhusudhan, S. Rappaport, Ph. Podsiadlowski, and L. Nelson, *Astrophys. J.* **688**, 1235 (2008).
- L. Titarchuk and E. Seifina, *Astron. and Astrophys.* **595**, id. A101 (2016).
- D. R. Pasham, T. E. Strohmayer, and R. F. Mushotzky, *Nature*, **513**, 74 (2014).
- Z. Stuchlik and M. Kolos, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **451**, 2575 (2015).
- A. D. Sutton, T. P. Roberts, J. C. Gladstone, and D. J. Walton, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **450**, 787 (2015).
- C. M. Gutierrez and D.-S. Moon, *Astrophys. J.* **797**, L7 (2014).
- S. W. Davis, R. Narayan, Y. Zhu, D. Barret, S. A. Farrell, O. Godet, M. Servillat, and N. A. Webb, *Astrophys. J.* **734**, 111 (2011).
- S. A. Farrell, M. Servillat, J. Pforr, T. J. Maccarone, et al., *Astrophys. J.* **747**, L13 (2012).
- E. van der Helm, S. Portegies Zwart, and O. Pols, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **455**, 462 (2016).
- R. Soria, L. Zampieri, S. Zane, and K. Wu, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **410**, 1886 (2011).
- J.-P. Lasota, T. Alexander, G. Dubus, D. Barret, S. A. Farrell, N. Gehrels, O. Godet, and N. A. Webb, *Astrophys. J.* **735**, 89 (2011).

36. M. C. Miller, S. A. Farrell, and T. J. Maccarone, *Astrophys. J.* **788**, id. 116 (2014).
37. R. Soria, A. Musaeva, K. Wu, L. Zampieri, S. Federle, R. Urquhart, E. van der Helm, and S. Farrell, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **469**, 886 (2017).
38. K. Pavlovskii, N. Ivanova, K. Belczynski, and K. X. Van, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **465**, 2092 (2017).
39. P. Kosec, C. Pinto, A. C. Fabian, and D. J. Walton, arXiv:1710.06438 [astro-ph.HE] (2017).
40. H.-J. Grimm, M. Gilfanov, and R. Sunyaev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **339**, 793 (2003).
41. T. J. Ponman, A. J. Foster, and R. R. Ross, Proc. 23rd ESLAB Symp. on Two Topics in X-Ray Astronomy, Bologna, Italy, 13–20 September, 1989, *ESASP* **296**, 585 (1989).
42. Ph. Podsiadlowski, *Nature*, **350**, 136 (1991).
43. O. Vilhu, E. Ergma and A. Fedorova, *Astron. and Astrophys.* **291**, 842 (1994).
44. A. R. King, in *Black Holes in Binaries and Galactic*, edited by L. Kaper, E. P. J. van den Heuvel, and P. A. Woudt (Berlin: Springer, 2001), p. 155.
45. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля* (М.: Физматгиз, 1962).
46. А. Г. Масевич, А. В. Тутуков, *Эволюция звезд: теория и наблюдения* (М.: Наука, 1988).
47. M. J. Rees, *Nature* **333**, 523 (1988).
48. J. K. Cannizzo, H. M. Lee, and J. Goodman, *Astrophys. J.* **351**, 38 (1990).